Der Zeemaneffekt an den Bandenspektren des Calciumbromids und Strontiumchlorids sowie den Linienspektren des Arsens und Iridiums.

INAUGURAL-DISSERTATION

zur

Erlangung der Doktorwürde

genehmigt

von der philosophischen Fakultät

der

Rheinischen Friedrich-Wilhelms-Universität

zu Bonn.

Von

Engelbert Liese

aus Geldern

BONN · 1936

DRUCKEREI H. KEESE, BONN

Berichterstatter:

Professor Dr. H. Konen

R. UNIV.
BIBLIOTHEEK
LEIDEN

Meinen Eltern!

Die Theorie des Zeeman-Effektes, der Aufspaltung der Spektrallinien eines Linien- oder Bandenspektrums in mehrere Komponenten unter der Einwirkung eines magnetischen Feldes auf die Lichtquelle, ist experimentell in den letzten zwei Jahrzehnten immer wieder bestätigt worden und als gesichert zu betrachten.

Die experimentelle Untersuchung des Effektes stellt eines der wichtigsten Hilfsmittel dar, die Linien ihren Seriengesetzen im Spektrum eindeutig zuzuordnen. Es kommt hierbei darauf an, ein vollständiges Bild der magnetischen Zerlegung einer Linie zu erhalten. Jeder Kenner dieses Gebietes weiß, daß dies in den allermeisten Fällen auf die größten Schwierigkeiten stößt. Denn verhältnismäßig wenig findet man eine Aufspaltung in ein normales Triplett. Zum größten Teil erscheinen sehr viel kompliziertere magnetische Feinstrukturen, anomale Typen, die Linienmultipletts angehören. Der Abstand ihrer einzelnen Komponenten voneinander ist zumeist so gering, daß man kein vollständiges Bild des Typus, sondern einen Pseudotypus, bei dem sich die Komponenten überlagern, vor sich hat.

Für das normale Triplett gilt für den Abstand von der Mitte die Formel $\triangle\lambda = \lambda^2 H a$, wobei $\triangle\lambda =$ der Abstand von der Mitte, λ = Wellenlänge in ÅE, H = Feldstärke in Gauss und a die Rungesche Zahl $4{,}7 \times 10^{-5}$. Bei den anomalen Typen gilt sinngemäß für den Abstand zwischen zwei benachbarten Zeemankomponenten die Formel in Bruchteilen der Rungeschen Zahl. Z. B. $\triangle\lambda = 2/3\ \lambda^2 H a$ (Typus (1), 3, 5 : 3). Die Größe der Aufspaltung ist also proportional der Feldstärke.

Um die Komponenten deutlich voneinander zu trennen, könnten zwei Wege eingeschlagen werden.

1. Vergrößerung der Feldstärke,

2. Steigerung des Auflösungsvermögens des Spektralapparates.

Beide Möglichkeiten sind aber durchaus nicht gleichwertig.

Man kann die Feldstärke nicht beliebig vergrößern, sondern muß sich in gewissen Grenzen halten. In stärkeren Feldern stören sich die Komponenten anomaler Typen eines Linienmultipletts gegenseitig, gehen sogar bei starken Feldern ineinander über und bilden ein normales Triplett (Paschen-Backeffekt). Um eine Verzerrung auszuschließen, ist man gezwungen, im Bereich verhältnismäßig schwacher Felder zu bleiben.

Um trotzdem die magnetischen Komponenten trennen zu können, benutzt man Spektralapparate, die ein großes Auflösungsvermögen aufweisen, größte Rowlandsche Gitter, Michelsonsche Stufengitter, Interferometer von Fabry-Perot, Lummer-Gehrcke und Michelson. Die eindeutigsten Typenbilder liefert ohne Zweifel das Gitter, das Intensitätsverlauf, Polarisation und Anzahl der Komponenten richtig wiedergibt. An Auflösungsvermögen sind die anderen Spektroskope überlegen, so daß zweckmäßig alle Apparate nebeneinander benutzt werden müßten, um dieses oder jenes Bild zu analysieren. Es wird aber wohl selten zutreffen, daß alle Spektralapparate zur Verfügung stehen, so daß man sich mit den gegebenen Hilfsmitteln begnügen und mit ihnen die bestmöglichsten Resultate erzielen muß.

Des weiteren genügt nicht allein eine hinreichende Auflösungskraft zur Trennung kleiner Komponentenabstände, sondern auch die spektrale Breite der Linien muß sich in einem bestimmten Bereich halten. Sie dürfen sich nicht überlagern oder stören. Nimmt auch die Breite mit wachsendem Atomgewicht ab, so wird sie in der I. und II. Nebenserie (scharfe, diffuse) des Elementes wieder größer, ist im neu-

tralen Atom kleiner als im ionisierten. Voraussetzung ist natürlich immer ein möglichst enger Spalt. Durch weitgehende Behandlung der Lichtquelle läßt sich auch hier eine Möglichkeit schaffen, die Komponenten so scharf zu erhalten, wie es eben geht. Insbesondere eignen sich Vakuumlichtquellen, deren Drucke, Anregungsbedingungen und Füllungen mit verschiedenen Atmosphären weitgehendst variiert werden können.

Eine weitere Schwierigkeit besteht darin, daß die untersuchten Stoffe bzw. ihre Lichtquellen in ein Magnetfeld gebracht, ein ganz individuelles Verhalten zeigen, welches sich dahin auswirkt, daß ihre Emission beträchtlich an Intensität verliert. Eine Norm für diese Veränderung gibt es nicht, sondern es gilt, durch Ausprobieren die Voraussetzung für eine genügende Lichtemission zu finden. Weitere Fälschungen des Typenbildes können noch eventuelle Feinstrukturen der Spektrallinien, Isotopieeffekte und anderes mehr bewirken.

Es heißt daher, bei jeder experimentellen Untersuchung des Zeeman-Effektes alle diese Fehlerquellen zu berücksichtigen und durch die mannigfachsten, zum Teil sehr langwierigen und lästigen Vorversuche eine gute oder gar nur brauchbare Anordnung zu treffen, die einen Erfolg zu bringen verspricht.

Versuchsanordnung und Aufnahme des Spektrums.

Apparatur.

Die optische Anordnung, die bei allen Untersuchungen angewandt wurde, ist folgende:

Ein Rowlandsches Konkavgitter mit dem Radius von 6,59 m, einer Strichzahl von 630 pro mm und einer Gesamtzahl von 110 000, war fest in einer Wandnische eingebaut. Es hat eine Dispersion von 2,6 ÅE. pro mm in I. Ordnung. Die Anordnung des Spaltes und der Kassetten war die nach Runge-

Paschen [1]), die den Spalt fest einbauen und die Kasetten beweglich gestalten. Der Vorteil dieser Aufstellung gegenüber anderen beruht in der Hauptsache darin, daß sie gestattet, alle Kassetten gleichzeitig zu benutzen und somit einen großen Spektralbereich auf einmal zu erfassen. Der Raum, der diese Aufstellung beherbergt, ist vermittels eines durch das ganze Zimmer gehenden Vorhanges von dem Teil abgeschlossen, in dem der Magnet und die Lichtquelle aufgestellt sind.

Der Magnet ist ein großer Elektromagnet nach Weiß von der Maschinenfabrik Oerlikon gebaut. Er verträgt eine Belastung bis zu 15 Amp. bei 220 V. Seine Spulen liegen in einem Ölbade, das seinerseits vermittels eingebauter Schlangenrohre mit fließendem Wasser gekühlt wird. Die Erhitzung ist trotzdem beträchtlich, so daß nur Betriebszeiten bis zu 10, bei geringerer Stromstärke bis zu 12 Stunden ohne Schaden möglich sind. Um ein Absinken des Stromes und damit eine Veränderung des Feldes infolge der Erwärmung der Spulen zu verhindern, wurde dieser dauernd mit einem Ampèremeter beobachtet und durch Ausschalten von Widerständen auf der gleichen Höhe gehalten. Da die Aufspaltung der Linien proportional mit der Feldstärke wächst, so war unbedingt Sorge zu tragen, daß das Feld während einer Belichtung keine Veränderungen erlitt, die sich in einer Unschärfe der Linien zeigen.

Die Polenden wurden gegen den eingesetzten Bogen (Lichtquelle) isoliert mit Glimmer, der mit Asbest und Wasserglas aufgeklebt wurde. Bei der Untersuchung des Iridiums hielt Glimmer jedoch wegen der großen Temperatur des Iridiumbogens nicht mehr stand und wurde durch 1 mm dicke Quarzplättchen ersetzt, die ihrerseits eine Vergrößerung des Interfericums auf etwa 7 mm bewirkten. Die Feldstärke betrug aber noch etwa 30 000 Gauss bei einer vollen Belastung des Magneten. Gemessen wurde sie im Verlauf aller Aufnah-

[1]) Runge-Paschen, Anhang zu den Abhandlungen der Berliner Akademie der Wissenschaften 1902.

men aus der Aufspaltung des Zinktripletts $\lambda = 4680, 4722, 4810$ ÅE., das sich für diesen Zweck wegen des klaren und weiten Abstandes seiner Komponenten besonders eignet.

Als Lichtquellen wurden die Flamme und eine Vakuumbogenlampe nach Back[1]) (Trembleur) benutzt. Diese konnte mit Hilfe einer Ölpumpe unter beliebigem Druck gehalten werden. Eine Quarzlinse bildete die Lichtquelle auf dem Spalt scharf ab. Um die zu dem Magnetfeld senkrecht und parallel polarisierten Komponenten erkennen zu können, wurde ein Kalkspatrhomboeder in den Lichtweg zwischen Linse und Lichtquelle eingeschaltet. Für die Untersuchung der Flammenspektren mußte noch ein Abzug eingebaut werden, der die Dämpfe direkt über dem Magnetfelde absaugte und ins Freie blies.

Bandenspektren des Calciumbromids und Strontiumchlorids.

Zur Erzeugung der Flammenspektren des Strontiumchlorids und Calciumbromids wurde ein Azetylensauerstoffgebläse benutzt. Da sich bei der Herstellung des Azetylens ein Behälter, wie man ihn früher zur Scheinwerferbeleuchtung von Automobilen verwandte, infolge seiner Undichtigkeiten, die einen Aufenthalt im Raum nach kurzer Zeit unmöglich machten, ungeeignet erwies, wurde ein moderner Gasentwickler verwandt, der ein Fassungsvermögen hatte, welches vollkommen für die 3- bis 4stündigen Belichtungszeiten ausreichte. Die Aufnahmen wurden im roten Spektralbereich bei einer Dispersion von 2,6 ÅE. pro mm in der I. Ordnung gemacht. Die benutzten Platten waren Ilford-Panchromatic Plates, die im Rot noch sehr empfindlich sind.

[1]) Back-Landé, Zeemaneffekt. In: Struktur der Materie, Springer. Berlin 1927.

Der Brenner, auf den eine Düse mit einem Durchmesser von 0,5 mm aufgeschraubt war, wurde so zwischen die Pole des Magneten gebracht, daß die Spitze des blauen Kegels der Azetylensauerstofflamme knapp bis zum unteren Rande der abgeplatteten Polspitzen, die wie bei allen Untersuchungen einen Durchmesser von 10 mm haben, reichte. Es wurde Sorgfalt darauf gelegt, daß die Flamme nur zwischen den Polen hindurchging, und somit die strenge Homogenität des Feldes gewahrt blieb. Ein Heraustreten aus dem Interfericum mußte eine Unschärfe der Banden ergeben, falls sie vom Magnetfeld beeinflußt wurden. Aus diesem Grunde stand noch eine Blende aus Asbest mit kleiner Öffnung zwischen Flamme und Spalt dicht am Interfericum, so daß kein Licht aus dem inhomogenen Teil des Feldes mitphotographiert werden konnte.

Das Salz der Erdalkalien wurde in enge Papierhülsen gefüllt und über eine Führung mit der Hand nach Bedarf in das Interfericum geschoben, wo es in der fast farblosen Flamme zum Verdampfen kam.

Von Calciumbromid erhielt ich die Bandengruppen bei 6286, 6277, 6258, 6252 ÅE. Bei ihnen ließ sich keine deutliche Beeinflussung durch das Magnetfeld feststellen. Von Strontiumchlorid erschienen die Gruppen bei 6358, 6362, 6482, 6490, 6613, 6619 ÅE. Diese verhielten sich im Felde verschieden. Die Bandenköpfe 6358, 6362 zeigen deutlich eine Beeinflussung, die sich in einer Verbreiterung auswirkt, jedoch keine Einzelheiten erkennen läßt. Anders die Köpfe 6482, 6490, die unscharfe, aber erkennbare Dubletts, und 6613, 6619, die scharf definierte Dubletts lieferten.

In Abbildung 1 sind die Strontiumchloridbanden 6613 und 6619 in vierfacher Vergrößerung im feldlosen Zustande wiedergegeben. Abbildung 2 zeigt die deutliche Dublettaufspaltung derselben Banden unter dem Einflusse des Magnetfeldes.

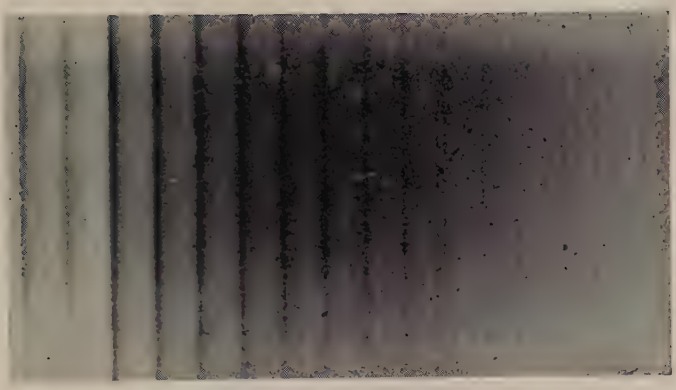

Abb. 1

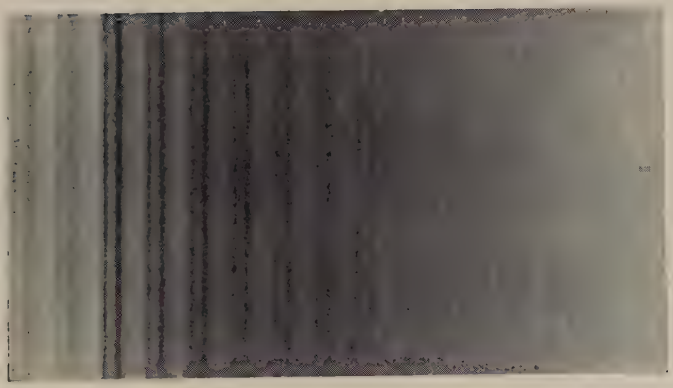

Abb. 2

Auf die Besprechung dieser Aufspaltung soll nicht weiter eingegangen werden, da sie denselben Effekt aufweist wie in der Arbeit von E. v. Mathes [1]) bei den Fluoriden der Erdalkalien gezeigt wurde.

Linienspektrum des Arsens.

Da Arsen bei 616° sublimiert und sich verflüchtigt, wird zumeist das Geisslerrohr verwandt, sein Spektrum zu erzeugen. Die Apparatur, die zur Verfügung stand, gestattet keine Untersuchungen mit dem Geisslerrohr, da das Interfericum zu klein ist, als daß hierin ein Rohr mit intensiver Strahlung gebracht werden könnte.

Es wurde nun versucht, trotz der eingangs erwähnten Schwierigkeiten, das Spektrum im Bogen zu erzeugen. Zunächst stellte ich mir Legierungen von Blei mit recht hohem Arsengehalt her. Bleioxyd wurde mit reinem Arsen in Reagenzröhrchen aus schwer schmelzbarem Glas vermischt, unter dauernder Beobachtung unter einem Abzug gerade zum Schmelzen gebracht, und durch Ausschütten auf eine Eisenplatte schnell gekühlt. Trotzdem bei dem Schmelzprozeß recht ansehnliche Arsendämpfe auftraten, enthielten die Legierungen noch zwischen 10—30% Arsen. Das arsenhaltige Blei wurde zu Elektroden geschnitten und in der Backlampe mit geringer Spannung und Stromstärke gebrannt. Es zeigte sich jedesmal, daß das Arsen unter dem Einfluß der hohen Temperatur aus dem Blei entwich und außer den Linien des Bleies keine weiteren Linien auftraten.

Eine zweite Methode, das Arsenspektrum womöglich zu erhalten, bestand in folgender Anordnung:

[1]) E. v. Mathes, Zeemaneffekt an Silicium und den Bandenspektren der Erdalkalifluoride. Zeitschr. f. Physik 68, p. 493, 1931.

Nach Gmelin [1]) sollen die Arsenverbindungen Tricalciumarsenat $(AsO_4)_2Ca_5$ und Arsensilicium $AsSi_5$ beim Glühen nicht zersetzt werden. Zugänglich war mir lediglich Tricalciumarsenat in Pulverform. Dies wurde in der Kohlebürstenfabrik Ringsdorff in Mehlem mit Kohle gemischt, gebacken und zu Plättchen von 1 mm Dicke zerschnitten. Diese wurden wie oben in der Vakuumbogenlampe als Elektroden eingesetzt. Auch bei diesem Versuch zeigte es sich, daß bei dem Prozeß soviel Arsen verloren gegangen war, daß keine Linien des Elementes mehr auftraten. Eine chemische Reaktion ließ noch ganz schwache Spuren von Arsen erkennen.

Zum dritten wurde arsenhaltiges Mineral zur Erzeugung des Bogens verwandt. Speiscobaltstücke $CoAs_2$ wurden aus dem sie umgebenden Gestein gelöst, geschliffen und, da es sich nur um kleine Stücke handelte, auf Kupferhalter gelötet. Dieser Speiscobalt ergab zunächst einen hellbrennenden Bogen bei geringer Spannung und Stromstärke, jedoch überzog sich nach kurzer Zeit die Brennfläche mit einer Schmutzschicht, die von anhängenden oder eingesprengten Gesteinsresten herrührte. Sie ließ sich durch Putzen leicht entfernen, so daß der Bogen wieder mit der anfänglichen Intensität brannte. Auf diese Art ließen sich lange Belichtungszeiten erreichen, die auch die intensivsten Arsenlinien, wenn auch schwach, hervortreten ließen. Da nun die Intensität einer Linie sich im Magnetfelde auf ihre aufgespaltenen Komponenten verteilt, so hätten, um die Komponenten meßbar gestalten zu können, abnorme Belichtungszeiten gewählt werden müssen, denen der Magnet nicht mehr gewachsen war. Eine Unterbrechung des Stromes und damit eine Abkühlung des Magneten konnte nicht in Frage kommen, da infolge mechanischer Veränderungen beim Aus- und Einschalten des Stromes das Feld sich nicht mehr in der gleichen Stärke reproduzieren läßt. Aus diesen Gründen mußte von weiteren Versuchen Abstand genommen werden.

[1]) Gmelin-Kraut, Handbuch der anorganischen Chemie, III,2, p. 568.

In jüngster Zeit haben Green und Barrow[1]) Arsen im Bogen erhalten. Sie benutzten eigens zu diesem Zweck hergestellte Polschuhe mit einem eingebauten Mechanismus, der den Bogen jeweils nach dem Erlöschen von neuem zündete. Ihre Elektroden bestehen aus einer Messingplatte und einem ausgebohrten und mit Arsen gefüllten Messingrohr. Dies Ganze bauten sie in eine Vakuumlampe ein, die sie mit einer Wasserstoffatmosphäre von 10 mm Quecksilberdruck füllten. Ihre Belichtungszeit betrug 48 Stunden. Später ersetzten sie Wasserstoff durch Helium unter demselben Druck und kamen mit 16 Stunden aus. Da ihre Polschuhe durch den Einbau nur ein weiteres Interfericum gestatteten, mußten sie den Magneten, um eine Feldstärke von 30 000 Gauss zu erhalten, mit 90 Amp. belasten.

Linienspektrum des Iridiums.

Das Spektrum des Iridiums wurde im Ultravioletten in der Gegend von 2300 ÅE. bis 3600 ÅE. in der II. Ordnung untersucht. Die benutzten Platten waren Herzog Sonjachrom, die ein Maximum der Empfindlichkeit um 3000 ÅE. haben. Sie bewährten sich sehr gut, so daß ein Drittel der gebräuchlichen Belichtungszeiten gespart wurde, was bei den an sich schon langen Belichtungszeiten, die nötig sind, um die Spektrallinien im Magnetfelde zu erhalten, von größter Wichtigkeit war. Iridium mit einem reinen Gehalt von 99,8% wurde von der Platinschmelze Heraeus, Hanau, in Blechform geliefert. Stücke, in der Größe 10×4×1 mm geschnitten, wurden mit Silberlot hart gelötet an Kuperfolien, die die bei der Erzeugung des Bogens entstehende Wärme schnell fortzuleiten gestatten. Da der Schmelzpunkt des Iridiums bei 2360° liegt, so mußte der Bogen ohne Magnetfeld schon mit 200 V. und großer Stromstärke gebrannt werden. Bei einer Belichtungsdauer von 2 Stunden erschien das Spektrum in guter

[1]) Green-Barrow: Zeemaneffekt on the spectra of Arsenic. Physical Review 47, p. 131. 1935.

Schwärzung und Reichhaltigkeit auf der Platte. Der Abreißbogen brannte bei 3 mm Hg-Druck in der Backlampe. Nach Einschalten des Magnetfeldes änderte sich das Bild von Grund auf. Die Intensität des Bogens war nur noch ein Bruchteil der vorhergehenden. Erst bei einer Spannung von 250 V und einer Stromstärke von 10 Amp. traten wieder kleine, sehr kurze Bogenentladungen mit einigermaßen hinreichender Intensität auf. Höhere Spannungen standen nicht mehr zur Verfügung. Nunmehr bildete sich aber um den Bogen herum eine Gasentladung, bei der in der Hauptsache Reste der Atmosphäre, aber auch Iridium beteiligt war. Diese leuchtete aber nicht nur im homogenen Felde, sondern auch außerhalb desselben und ließ eine Unschärfe der Linien eintreten. Es gelang endlich, die Gasentladung auf ein Minimum zu beschränken, indem bei einem Druck von etwa 20 cm Hg-Druck dauernd Luft durch die Backlampe gepumpt wurde. Es ist anzunehmen, daß durch den Luftzug die Ausbreitung der Entladung zum größten Teil verhindert wurde. Diese kleinen Bogenentladungen wurden mit einer Quarzlinse auf dem Spalt abgebildet und dauernd kontrolliert. Bei einer Belichtungszeit von 8½ Stunden, die sich wegen der eingangs erwähnten Gründe nicht weiter ausdehnen ließ, konnten 75 Iridiumlinien erhalten werden. Von diesen ließen sich 53 wegen ihrer größeren Intensität recht genau messen. Die restlichen 22 erreichten die Genauigkeit nicht, da sie zum Teil schwach waren. Die Stärke des Magnetfeldes betrug 29 700 Gauss. Es zeigte sich, daß lediglich 7 Linien zu Quartetts aufgespalten sind und alle anderen Tripletts bilden.

Es folgt eine Tabelle, die die Wellenlängen nach Kayser[1]) und Exner-Haschek[1]) in ÅE. und die Größe der gefundenen Aufspaltungen in Lorentzeinheiten $\frac{\triangle \lambda}{\lambda^2 H a}$ enthält. $\triangle \lambda$ = Zeemanverschiebung, λ = Wellenlänge, H = Feldstärke in Gauss, $a = 4{,}7 \times 10^{-5}$.

[1]) Kayser, Handbuch der Spektroskopie V, VII.

Tabelle I.

λ in ÅE.	Auf-spaltung	λ in ÅE.	Auf-spaltung
3605.86	1.36	2943.17	1.24
3573.74	1.33	2936.70	1.33 (0.19)
3513.67	1.74	2934.63	1.29
3368.50	1.36	2924.80	1.41
3229.27	1.07	2921.11	1 05
3220.79	1.25	2919.15	1.33
3219.53	1 23	2901.96	1.53 (0.41)
3168.88	1.36	2897.15	1.36
3137.69	1.09	2892.26	0.98
3133.31	1.26	2882.63	1.24
3117.32	1.16	2877.67	1.25
3088.03	1.34	2875.99	1.33
3068.88	1.37	2850.79	1.62
3047.15	1.22	2849.74	1.31
3039.25	1.00	2840.22	1.01
3029.37	1.23	2839.18	1.25
3026.37	1.40	2836.40	1.32
3017.31	1 42	2833.23	1.47
3007.68	1.42	2824.44	1.37 (0.44)
3003.64	1.25	2823.17	1.30
2980.66	1.18	2812.08	1.32
2954.78	0.89	2714.07	1.33 (0.52)
2951.23	1.13	2708.62	1.32

λ in ÅE.	Auf-spaltung	λ in ÅE.	Auf-spaltung
2705.19	1.21	2579.49	1 04
2694.22	1.19	2577.25	1.20
2683.80	1.21	2562.93	1.65
2671.83	1.34	2543.98	1.17
2669.91	1.58	2533.11	0.97
2664.77	1.15	2512.58	1.37
2664.43	1.23	2512.11	2.07
2662.61	1.14	2502 97	1.29
2661.98	1.29 (0.33)	2475.12	1.24
2639.71	2.30	2469.50	1.52 (0.38)
2617.78	1.33	2398.76	1.22
2617.08	2.03	2384.83	1.09
2611.29	1.28	2381.80	1.52
2595.82	1.54 (0.45)	2368.03	1.25
2586.06	1.44		

J. E. Purvis [1]) hat 1906 20 Iridiumlinien im Bereich von 3800—2300 ÅE. im magnetischen Felde, das nicht für jede Aufnahme genau angegeben ist, erhalten. Sie sind außer einem klaren Quartett 3800 ÅE. alle in Tripletts aufgespalten, von denen aber 9 nicht mehr gemessen werden konnten, da sie zu schwach erschienen. Die Abstände der Komponenten von der Mittellinie aus werden in Wellenlängeneinheiten des Rowlandschen Systems angegeben. Bei der Linie 2824 ÅE.

[1]) Purvis: The influence of very strong electromagnetic fields on the spark spectra of vanadium and platinum and iridium. Trans. Cambridge Phil. Soc. 20, p. 193, 1906.

läßt er noch die Möglichkeit eines Quartetts offen. Auf den Aufnahmen, die vorliegender Arbeit zugrunde liegen, waren die bei Purvis schwachen Tripletts, wie auch $\lambda = 2824$ als deutliches Quartett sehr gut zu messen.

Es ist sicher, daß diese Tripletts und Quartetts zum allergrößten Teil Pseudotypen sind und sich hierunter unaufgelöste Multipletts verbergen, deren Komponenten so dicht beieinander liegen, daß sie nicht mehr getrennt sind. Die gefundenen Aufspaltungsgrößen stellen daher lediglich einen Mittelwert der wahren Aufspaltung dar.

An der Linie Iridium 2849,74 ÅE. sei dies näher dargestellt. Wie später angegeben, hat sie wahrscheinlich den Zeemantypus: (0.03; 0.09; 0.15; 0.21; **0.27**) 1.06; 1.12; 1.18; 1.24; **1.30**; 1.36; 1.42; 1.48; 1.55 in Bruchteilen der normalen Aufspaltung. In der Abbildung sind die Aufspaltungsgrößen dieser Iridiumlinie und der beiden Zinklinien 4680 und 4722 ÅE., die zur Feldbestimmung benutzt wurden, miteinander verglichen. Zn 4680 ÅE. bildet im Feld ein Triplett: (0.00) 2.00; Zn 4722 ÅE. ein Sextett (0.50) 1.50, 2.00. Alle drei Linien sind für dieselbe Feldstärke und die II. Ordnung gezeichnet. Die Höhe der Linien gibt die Intensität der Komponenten wieder. Aus der Zeichnung läßt sich ohne weiteres ersehen, daß bei dem vorhandenen Auflösungsvermögen des Gitters die Komponenten nicht mehr getrennt beobachtet werden können.

Der Abstand der einzelnen Komponenten der Iridiumlinie beträgt bei 29 700 Gauss 0,007 ÅE. Um diese deutlich trennen zu können, müßte man ein Auflösungsvermögen des Spektralapparates von 407 000 verlangen. Das benutzte Gitter hat ein solches von 110 000 in I. Ordnung. Aus der Formel $\frac{\lambda}{\triangle \lambda} = m \cdot n$ (m = Ordnungszahl, n = Anzahl der Gitterstriche) ist zu entnehmen, daß die gewünschte Auflösung in der V. Ordnung vorhanden wäre. Nun gestattet die Aufstel-

lung des Gitters nur Aufnahmen in der I. Ordnung 4000-10 000 ÅE. bzw. II. Ordnung 2000-5000 ÅE. usw., wobei noch zu berücksichtigen ist, daß bei hohen Ordnungen die Lichtstärke so stark nachläßt, daß sie praktisch nicht mehr verwandt werden kann.

Es fragt sich nun, wieweit man aus den gefundenen Mittelwerten (Pseudotyp) auf die wahre Aufspaltung schließen kann. Auf direktem Wege läßt sich natürlich keine Einordnung einer solchen Linie geben, da man zu diesem Zweck die genaue Anzahl der Komponenten, ihren mittleren Abstand innerhalb der π (parallel) bzw. jeder der σ (senkrecht polarisierten) Komponentengruppen und die Entfernung der intensivsten σ-Komponenten voneinander haben muß. Es ist weiterhin unmöglich, in den Tabellen von Kiess und Meggers [1]), die nach der Landéschen G-Formel die theoretischen Aufspaltungsgrößen bis zu den I-Termen für alle Multiplizitäten von den Singulett- bis zu den Oktett-Termen errechnet haben, den gemessenen Wert mit dem theoretischen Mittelwert zu vergleichen und daraus auf die Termübergänge zu schließen. Bei den insgesamt etwa 2000 Zeemantypen in dem Tafelwerk wiederholen sich die Mittelwerte sehr oft, zumal man noch den Schwerpunkt in den σ-Komponentengruppen, je nachdem die stärkste σ-Komponente in der Mitte oder am Ende einer Gruppe liegt, in Betracht zu ziehen hat.

Es liegt nahe, durch Photometrierung die Intensitätsverteilung in einer Komponente des Pseudotypus und somit der ganzen Gruppe zu erhalten. Der Kurvenverlauf stellte dann ein Hilfsmittel dar, das Bild der π- oder σ-Komponentengruppen in rohen Zügen festzulegen. Bei einigen Linien, die eine markante Intensitätsverteilung erwarten lassen, so u. a. das oben angeführte Beispiel der Iridiumlinie 2849 ÅE., deren π-Komponentengruppe in der Mitte ein Nachlassen der Intensität aufweist, wie aus der Zeichnung unmittelbar zu entneh-

[1]) Kiess-Meggers, Tables of the theoretical Zeemaneffects. Bureau of Standards Journal of Research, paper Nr. 23, 1928.

men ist, wurden die Photometerkurven der Komponenten aufgenommen.

Trotz 15facher Vergrößerung jeder Linie konnten keinerlei charakteristische Kurven gewonnen werden, ein Beweis dafür, daß bei dem erreichbaren Auflösungsvermögen des Gitters die einzelnen Komponenten so dicht beieinanderliegen, daß sie sich auf der photographischen Platte, die ja wegen ihres Plattenkorns auch nur eine begrenzte Möglichkeit der Linienbreite zuläßt, stören und ineinander übergehen. Die an sich schon recht scharfe und somit keine große Breite aufweisende Pseudokomponente (Gruppe) kann also in vorliegenden Fällen kein Photogramm liefern, das irgendwelche Feinheiten der Gruppe zu erkennen gestattet.

Dennoch lassen sich die Mittelwerte dieser unaufgelösten Typen recht wohl verwenden, insbesondere dann, wenn eine genaue oder mutmaßliche, auf anderen Wegen gewonnene Einordnung von Linien vorliegt.

Im Spektrum des Iridiums findet Snyder 1900 als Erster Gesetzmäßigkeiten, die er jedoch nicht veröffentlichte. 1926 brachten Meggers und Laporte [1]) auf Grund einer Untersuchung des Iridiums im Unterwasserfunken eine provisorische Einordnung einiger Linien. Ihnen standen auch die Ergebnisse von Snyder zur Verfügung. Sie geben an, daß die zwei niedrigsten Termniveaus, die hier in Betracht kommen, wahrscheinlich ein dublett D-Term sei. Quantentheoretische Überlegungen ließen jedoch die Möglichkeit offen, daß der Grundzustand nicht durch die Terme $^2D_2$, $^2D_3$, sondern durch $^4F_4$ und $^4F_5$ dargestellt sein könnte.

Durch Beobachtungen der Intensitäten und Kombinationsmöglichkeiten fand Albertson [2]) neben neuen Termwerten eine ganze Reihe zugehöriger J-Werte. Die beiden Grundzu-

[1]) Meggers-Laporte, Absorptionsspectra of the palladium and platinum triads. Phys. Rev. 28, p. 642, 1926.

[2]) Albertson, Note on the term system of Ir I. Phys. Rev. 42 p. 443,1932.

stände haben denselben J-Wert von 5 und sind höchstwahrscheinlich ^{4}F-Terme. Es gelang ihm, weitere Linien einzuordnen. Unter ihnen befinden sich einige, deren Zeemaneffekt von mir gemessen werden konnte. Tabelle II enthält diese Linien in der Einordnung Albertsons, der den einzelnen Termen keine genaue Zuordnung geben kann, sondern ihnen Buchstaben und fortlaufende Ziffern zuwies. Spalte 1 gibt die Wellenlängen in ÅE. nach Exner-Haschek, 2 die Intensitäten und 3 die Kombinationen, die die Linien ergeben.

Tabelle II.

λ Luft	I.	Kombination	λ Luft	I.	Kombination
3573.74	10	4^0–B 13^0–F	2934.63	8	63^0–M 30^0–E
3513.67	15	2^0–A	2924.81	10	10^0–A
3368.50	10	6^0–B	2849.74	8	13^0–A
3220.79	15	9^0–B	2839.18	6	71^0–K
3168.88	6	20^0–E	2824.44	6	22^0–B
3133.31	8	22^0–E	2694.22	5	53^0–G 28^0–B
2951.23	8	9^0–A	2664.77	5	19^0–A
2943.17	10	29^0–E	2661.98	5	30^0–B

Tabelle III enthält die nach II in Frage kommenden Termsymbole in Spalte 1, J-Werte in 2 und die Termwerte nach Albertson, ausgedrückt in cm^{-1} in Spalte 3.

Tabelle III.

Termsymbol	J.	Termwerte in cm^{-1}	Termsymbol	J.	Termwerte in cm^{-1}
A ^4F	5	0.0	10^0	6	34180.4
B ^4F	5	2835.0	13^0	5	35080.6
E ^4F?	4	6323.9	19^0	4	37515.4
F ^4F?	4	7106.7	20^0	5	37871.7
G	3	9877.8	22^0	5	38229.9
K	4	13087.8	28^0	4.5	39940.4
M	3	16103.4	29^0	4	40291.3
2^0 $^4G^0$?	6	28452.3	30^0	5	40389.9
4^0			53^0	2	46983.3
6^0	5	32513.4	63^0		
9^0	4	33874.3	71^0	5	48299.1

Es wurde nun versucht, mit Hilfe der Termsymbole $A = {}^4F_5$; $B = {}^4F_6$; $E = {}^4F_4$? und $F = {}^4F_4$?, die Albertson gibt, unter Benutzung der Tabellen von Kiess und Meggers und der gemessenen Aufspaltungswerte, als Mittelwerte angenommen, den mit Buchstaben und Ziffern bezeichneten Termsymbolen die wahren Termsymbole zuzuordnen.

Es kommen 15 Linien in Betracht, von denen drei ihren Ursprung noch in anderen Übergängen haben können. Es ist wahrscheinlich, daß es sich bei 8 Linien um Übergänge handelt, die in Tabelle IV mitgeteilt sind. Spalte 1 gibt die Wellenlängen in Luft, 2 den Übergang in bestimmten Symbolen, 3 den nach Albertsonschen Symbolen an. Spalte 4 zeigt den beobachteten, 5 den berechneten Mittelwert.

Tabelle IV.

λ Luft	bestimmte Symbole	Symbole n. Albertson	Mittelwerte beobachtet	Mittelwerte berechnet
3573.74	$^4F_4 - {}^6G_5$	$^4F_4 - 13^0_5$	1.33	1.32
2849.74	$^4F_5 - {}^6G_5$	$^4F_5 - 13^0_5$	1.31	1.30
3513.67	$^4F_5 - {}^6G_4$?	$^4F_5 - 2^0_6$	1.74	1.65
3220.79	$^4F_5 - {}^6F'_4$	$^4F_5 - 9^0_4$	1.25	1.24
2824.44	$^4F_5 - {}^6F'_5$	$^4F_5 - 22^0_5$	1.37 (0.44)	1.38 (0.40)
2664.77	$^4F_5 - {}^6F'_4$	$^4F_5 - 19^0_4$	1.15	1.24
2943.17	$^4F_4 - {}^4F'_4$	$^4F_4 - 29^0_4$	1.24	1.24
3368.50	$^4F_5 - {}^4F'_5$	$^4F_5 - 6^0_5$	1.36	1.33

Wie aus Tabelle IV ersichtlich ist, stimmen die J-Werte der bestimmten Symbole bis auf einen Fall mit denen überein, die Albertson auf ganz anderem Wege gefunden hat. In seiner Einordnung teilt Albertson den Linien $\lambda = 3573$ und 2849 Termübergänge zu, die bei verschiedenen Anfangstermen denselben Endterm 13_5^0 haben sollen. Auf Grund vorliegender Messungen konnten diesen zwei Linien bestimmte Symbole zugeordnet werden, die auch bei beiden denselben Endterm $^6G_5$ wiederkehren lassen.

Zwischen den gemessenen und berechneten Aufspaltungsgrößen herrscht eine gute Übereinstimmung. Ihre Abweichungen voneinander bewegen sich innerhalb der erreichbaren Meßgenauigkeit.

Es ließ sich somit die von Albertson gegebene provisorische Einordnung des Iridium-Bogenspektrums, dem alle untersuchten Linien angehören, an einigen Linien bestätigen,

denen darüber hinaus noch bestimmte Termübergänge zugeschrieben werden konnten. Es kann daher mit ziemlicher Sicherheit aus den Resultaten geschlossen werden, daß in dem Aufbau des Iridium I Spektrums ein Quartett und ein Quartett-Sextett-System vorkommen wird. Ob hierbei noch andere Multiplizitäten beteiligt sind, läßt sich aus vorliegender Untersuchung nicht voraussagen.

Herrn Professor Dr. K o n e n sage ich meinen aufrichtigsten Dank für die Überlassung des Themas und die jederzeit freundlichst erteilten Ratschläge.

Literatur-Verzeichnis.

1. Runge-Paschen: Anhang zu den Abhandlungen der Berliner Akademie der Wissenschaften. 1902.

2. Back-Landé: Zeemaneffekt. In: Struktur der Materie. Springer, Berlin 1927.

3. E. v. Mathes: Zeemaneffekt in Silicium und den Bandenspektren der Erdalkalifluoride. Zeitschr. f. Phys. 68, p. 493, 1931.

4. Gmelin-Kraut: Handbuch der anorg. Chemie. III_2, p. 568.

5. Green-Barrow: Zeemaneffect of the spectra of Arsenic. Physical Review 47, p. 131. 1935.

6. Kayser: Handbuch der Spektroskopie V, VII.

7. Purvis: The influence of very strong electromagnetic fields on the spark spectra of vanadium and platinum and iridium. Trans. Cambridge Phil. Soc. 20, p. 193, 1906.

8. Kiess-Meggers: Tables of the theoretical Zeemaneffects. Bureau of Standards Journal Research. paper Nr. 23, 1928.

9. Meggers-Laporte: Absorptionspectra of the palladium and platinum triads. Phys. Rev. 28, p. 642. 1926.

10. Albertson: Note on the term system of Ir I. Phys. Rev. 42, p. 443, 1932.

Lebenslauf.

Ich, Engelbert Liese, katholischer Konfession, bin am 9. Dezember 1906 als Sohn des Oberregierungs- und -schulrates Hermann Liese und seiner Frau Antonie geb. Greuel zu Geldern geboren. 1926 erhielt ich das Reifezeugnis an dem Gymnasium zu Düsseldorf-Oberkassel. Darauf studierte ich 4 Semester in Freiburg i. Br. Mathematik und Physik und kam 1928 nach Bonn, wo ich die Studien fortsetzte und mich dem Hauptfache Physik zuwandte. Die mündliche Prüfung bestand ich am 26. Juni 1935.